

# Intensimétrie vibratoire à l'aide de la méthode PTF

D. VIGOUREUX<sup>a</sup>, N. TOTARO<sup>a</sup>, J.-L. GUYADER<sup>a</sup>

*a. Laboratoire Vibrations Acoustique, INSA Lyon,  
25 bis avenue Jean Capelle, F-69621 Villeurbanne cedex*

## Résumé :

*Nous souhaitons présenter dans cette étude une récente extension de la méthode PTF permettant d'identifier, au delà d'un champ de vitesse, des champs de pression et d'intensité. Nous rappellerons donc dans un premier temps les équations à la base de la méthode ainsi que les quelques étapes supplémentaires permettant l'obtention des nouvelles données. Ensuite de cela, nous présenterons les spectres et cartographies obtenues pour une application numérique.*

## Abstract :

*We wish to present, in this document, a recent extension to the PTF method allowing, beyond the identification of a velocity field, identifying pressure and intensity fields. We will then firstly remind you the basic equations of this method as well as the few added steps used to calculate the new data. We will then present the spectra and cartographies obtained for a numerical analysis.*

**Mots clefs :** mesure intensimétrique ; méthode PTF.

## 1 Introduction

### 1.1 Présentation

L'identification et la caractérisation des sources acoustiques reste encore aujourd'hui un sujet d'importance pour les industriels qui ont besoin de techniques permettant d'identifier des sources (acoustiques ou vibratoires) sur des surfaces complexes dans un environnement acoustique non contrôlé. Dans cette optique, la méthode inverse appelée iPTF (inverse Patch Transfer Functions), dont les bases théoriques ont déjà été présentées [1], permet d'identifier un champ de vitesse sur une surface complexe dans un environnement non anéchoïque.

L'objectif de cet article est de démontrer que la méthode iPTF permet d'obtenir plus d'informations sur la source que la simple identification de vitesse. En effet, par l'utilisation de cette méthode, le champ de pression de la source peut être identifié, permettant ainsi d'identifier l'intensité normale et de localiser ainsi les sources de bruit. Cette avancée permet de placer la méthode iPTF en avant de quelques autres méthodes d'identifications ne permettant l'obtention que de l'une de ces deux informations. Pour mémoire, le lecteur pourra par exemple se reporter aux articles [2, 3, 4]

De plus, lors de précédentes communications sur les premières applications expérimentales de la méthode iPTF (voir entre autre [5]), des écarts entre mesure de référence et résultats d'identification étaient observés. Pour cerner les limites de la méthode, nous démontrerons ici l'influence des ondes évanescences sur la qualité des résultats obtenus.

### 1.2 Approche théorique

Nous rappellerons dans cette section les équations fondamentales de la méthode PTF dans sa formulation directe (rayonnement d'une source dans un système vibro-acoustique complexe) ainsi que dans sa formulation indirecte (identification de source à partir de mesures du champ acoustique). Pour plus de détails, le lecteur pourra se reporter aux travaux de M. Aucejo [1] ainsi qu'aux premières applications

expérimentales [5]. Nous verrons alors comment l'association de la méthode directe et de la méthode indirecte peut conduire au calcul d'un champ d'intensité.

### 1.2.1 Rayonnement d'une surface vibrante dans une cavité acoustique

Pour calculer le problème de rayonnement présenté sur la figure 1(a), on isole une partie  $V$  du domaine global  $\Omega$  (figure 1(b)). On peut alors calculer la pression sur la surface  $\Sigma$  en résolvant le problème dans le sous-domaine  $V$ . On obtient dans ce cas cette première relation.

$$\langle p(M) \rangle_{\Sigma_e}^V = \sum_{\Gamma_e=1}^{N_{\Gamma_e}} Z_{\Gamma_e \rightarrow \Sigma_e}^V \langle V \rangle_{\Gamma_e}^V + \sum_{\Sigma_{e'}=1}^{N_{\Sigma_e}} Z_{\Sigma_{e'} \rightarrow \Sigma_e}^V \langle V \rangle_{\Sigma_{e'}}^V \quad (1)$$

La résolution du problème dans le volume  $\Omega \setminus V$  conduit à cette seconde relation.

$$\langle p(M) \rangle_{\Sigma_e}^{\Omega \setminus V} = \sum_{\Sigma_{e'}=1}^{N_{\Sigma_{e'}}} Z_{\Sigma_{e'} \rightarrow \Sigma_e}^{\Omega \setminus V} \langle V \rangle_{\Sigma_{e'}}^{\Omega \setminus V} \quad (2)$$

On connaît par ailleurs les conditions de continuité au niveau de la surface de couplage. On rappelle ici que domaine  $V$  est un sous-domaine de type *cavité* alors que le domaine  $\Omega \setminus V$  est un sous-domaine de type *milieu infini*

$$\begin{cases} \langle p(M) \rangle_{\Sigma_e}^V = \langle p(M) \rangle_{\Sigma_e}^{\Omega \setminus V} \\ \langle V \rangle_{\Sigma_e}^V = -\langle V \rangle_{\Sigma_e}^{\Omega \setminus V} \end{cases} \quad (3)$$

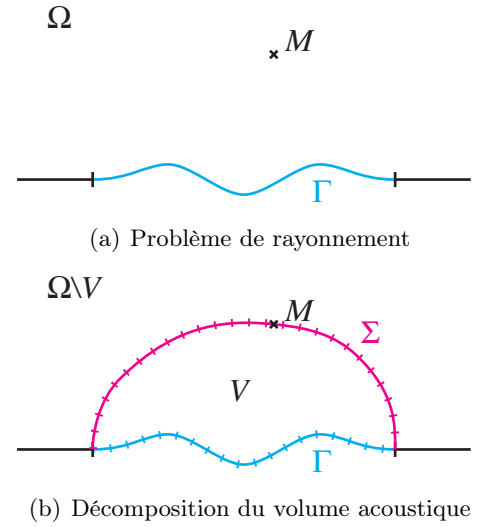


FIGURE 1 – Pose du problème

### 1.2.2 Identification des champs de vitesse, pression et intensité

$\langle p(M) \rangle_{\Sigma_e}$  et  $\langle V \rangle_{\Sigma_e}$  constituent les inconnues pour le problème de rayonnement traité par la méthode PTF. Pour la méthode inverse présentée ici, ils sont mesurés et  $\langle V \rangle_{\Gamma_e}$  devient l'inconnue. L'équation (1) permet alors à elle seule de déterminer la vitesse de la source. Ainsi, et présentée avec une notation matricielle pour alléger l'écriture :

$$\begin{aligned} \{ \langle P \rangle_{\Sigma_e} \} &= [Z_{\Gamma_e \rightarrow \Sigma_e}] \cdot \{ \langle V \rangle_{\Gamma_e} \} + [Z_{\Sigma_e \rightarrow \Sigma_{e'}}] \cdot \{ \langle V \rangle_{\Sigma_{e'}} \} \\ \Rightarrow \{ \langle V \rangle_{\Gamma_e} \} &= [Z_{\Gamma_e \rightarrow \Sigma_e}]^{-1} \cdot \{ \langle P \rangle_{\Sigma_e} \} - [Z_{\Sigma_e \rightarrow \Sigma_{e'}}] \cdot \{ \langle V \rangle_{\Sigma_{e'}} \} \end{aligned} \quad (4)$$

Les impédances sont calculées par une méthode adaptée. Pour l'application de la méthode iPTF, seules les impédances du sous-domaine de type cavité sont nécessaires. Un solveur éléments finis est alors utilisé pour calculer les impédances sur la base des modes de cavité aux parois rigides. Il faut bien remarquer ici que l'utilisation des modes de cavité aux parois rigides est un choix arbitraire (d'autres types de conditions aux limites auraient pu être utilisées) et n'a aucune réalité physique. Cette vision des choses, déjà argumentée dans [1], est ici étendue à l'identification de la pression de la source et de son intensité.

Il est alors possible, à partir des données calculées à l'aide de l'équation (4) pour  $\{ \langle V \rangle_{\Gamma_e} \}$ , de calculer, grâce à l'équation (2), la pression  $\{ \langle P \rangle_{\Gamma_e} \}$  pour chacune des surfaces d'identification

$$\{ \langle P \rangle_{\Gamma_e} \} = [Z_{\Gamma_{e'} \rightarrow \Gamma_e}] \cdot \{ \langle V \rangle_{\Gamma_{e'}} \} \quad (5)$$

L'identification du champ d'intensité pariétale se fait alors aisément

$$\langle I \rangle_{\Gamma_e} = \frac{1}{2} \Re [ \langle P \rangle_{\Gamma_e} \cdot \langle V \rangle_{\Gamma_e}^* ] \quad (6)$$

Il est important de signaler ici que la méthode PTF permet de calculer les valeurs vectorielles dans la direction normales aux surfaces constituées. Ainsi, nous ne pouvons identifier avec cette méthode que les champs de vitesse et d'intensité normaux.

## 2 Application numérique

### 2.1 système étudié

On étudie, dans cette partie, le comportement d'une plaque rectangulaire excitée par un effort harmonique ponctuel (figure 1(a)). Un solveur numérique basé sur une méthode par éléments finis de frontière est utilisé pour la résolution du problème de rayonnement. Ce calcul de référence est utilisé à la fois pour obtenir les champs de vitesse, de pression et d'intensité que l'on cherche à identifier par la méthode iPTF d'une part mais également les champs de pression et de vitesse rayonnés par la plaque sur une surface l'entourant complètement. Ces deux derniers champs servant à alimenter la méthode iPTF. La géométrie de cette surface entourant la plaque, détaillée sur la figure 1(b)), a été choisie de façon à limiter les problèmes de symétrie et à introduire une complexité dans le volume acoustique considéré.

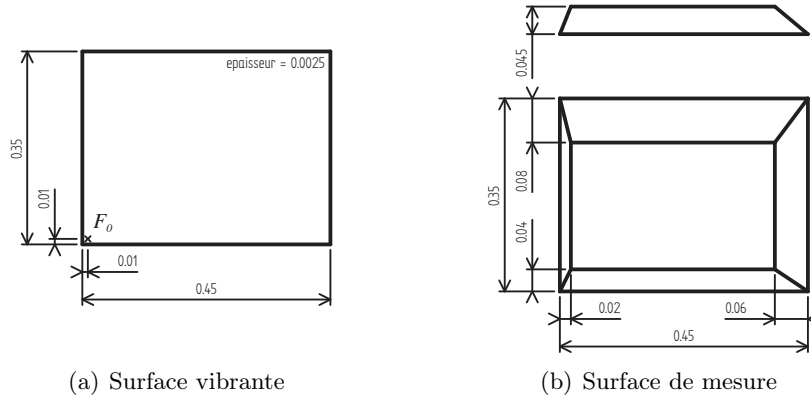


FIGURE 2 – Cas d'application numérique

Il est important de noter ici que la méthode utilisée pour le calcul du rayonnement (BEM dans un milieu infini) est complètement différente de celle utilisée pour l'identification (FEM en cavité parois rigides). Comme suggéré par A. Wirgin [6], Les deux solveurs étant basés sur des théories différentes, cette expérience numérique permet bien de valider notre approche.

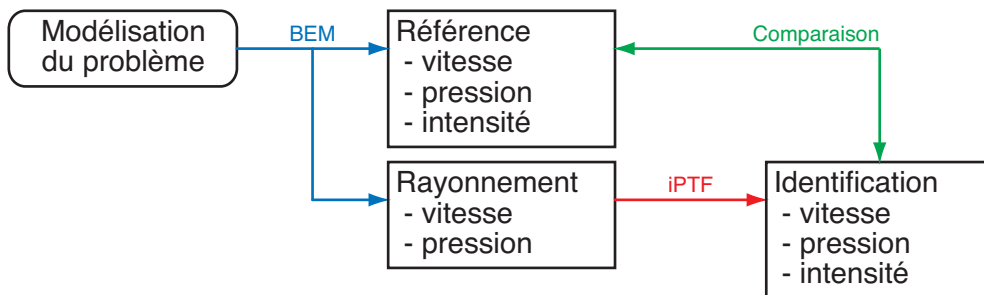


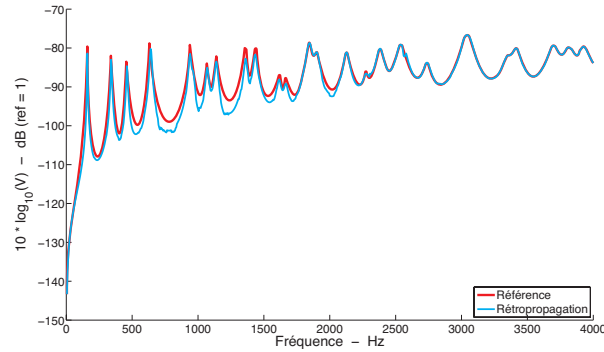
FIGURE 3 – Protocole de simulation

### 2.2 Identification des spectres de vitesse, pression et intensité moyennes de la source

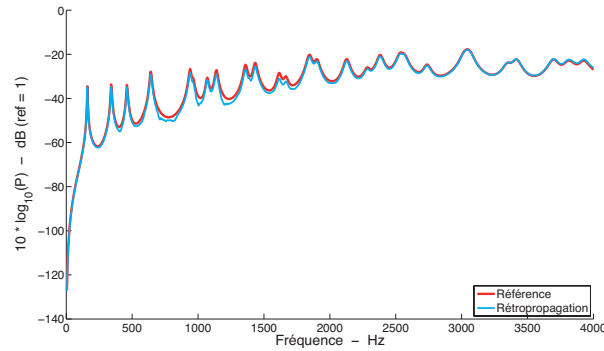
On s'intéresse aux quantités quadratiques moyennes identifiées sur la surface source en choisissant à chaque fois une référence unité pour l'échelle de dB. La figure (4) présente les résultats obtenus pour la vitesse, la pression ainsi que l'intensité.

Pour l'application de la méthode iPTF, le volume acoustique virtuel défini par l'union de la surface vibrante  $\Gamma$  et de la surface de mesure  $\Sigma$  est modélisé par éléments finis. Les modes de la cavité virtuelle à parois rigides sont calculés jusqu'à 8 kHz et sont utilisés pour calculer les impédances entre patches.

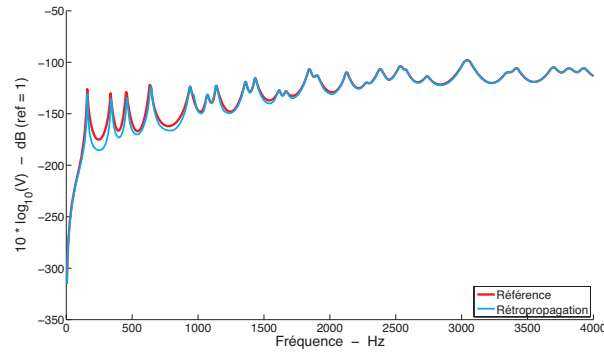
En appliquant l'équation (4) sur les pressions et vitesses rayonnées, la vitesse normale de la plaque est identifiée et comparée à la vitesse de référence (figure 4(a)). En utilisant l'équation (5) et la vitesse identifiée précédemment on obtient la pression pariétale de la plaque (figure 4(b)). Finalement, l'équation (6) appliquée aux données de pression et vitesse identifiées permet d'accéder à l'intensité normale (figure 4(c)).



(a) Vitesse



(b) Pression



(c) Intensité

FIGURE 4 – spectres rétropropagés

Les spectres ainsi identifiés montrent une très bonne concordance avec les résultats de référence démontrant ainsi que la méthode iPTF permet non seulement d'identifier la vitesse de source mais également la pression pariétale et l'intensité avec une bonne précision. Ces résultats encourageants devront toutefois être soumis à des tests de sensibilité aux erreurs de mesure.

On peut par ailleurs remarquer sur les spectres moyens que les résultats semblent moins entachés d'erreurs en hautes fréquences qu'en basses fréquences. Comme toute méthode de discrétisation, la méthode iPTF comporte des limitations en hautes fréquences liées à la taille des surfaces de discrétisa-

tion et au nombre de modes calculés pour la base modale. Ces limites en haute fréquence ne sont pas atteintes ici. Toutefois, on observe une limite en basses fréquences qui peut expliquer certains résultats mitigés comme ceux de l'expérience menée sur la guitare [5]. Cette limite en basses fréquences sera étudiée dans le paragraphe 2.4.

## 2.3 Cartographies

On s'intéresse maintenant aux trois cartographies de pression pariétale, vitesse normale et intensité normale. La figure (5) présente les résultats obtenus pour la localisation en valeur absolue des amplitudes de chacun des champs à 2000 Hz.

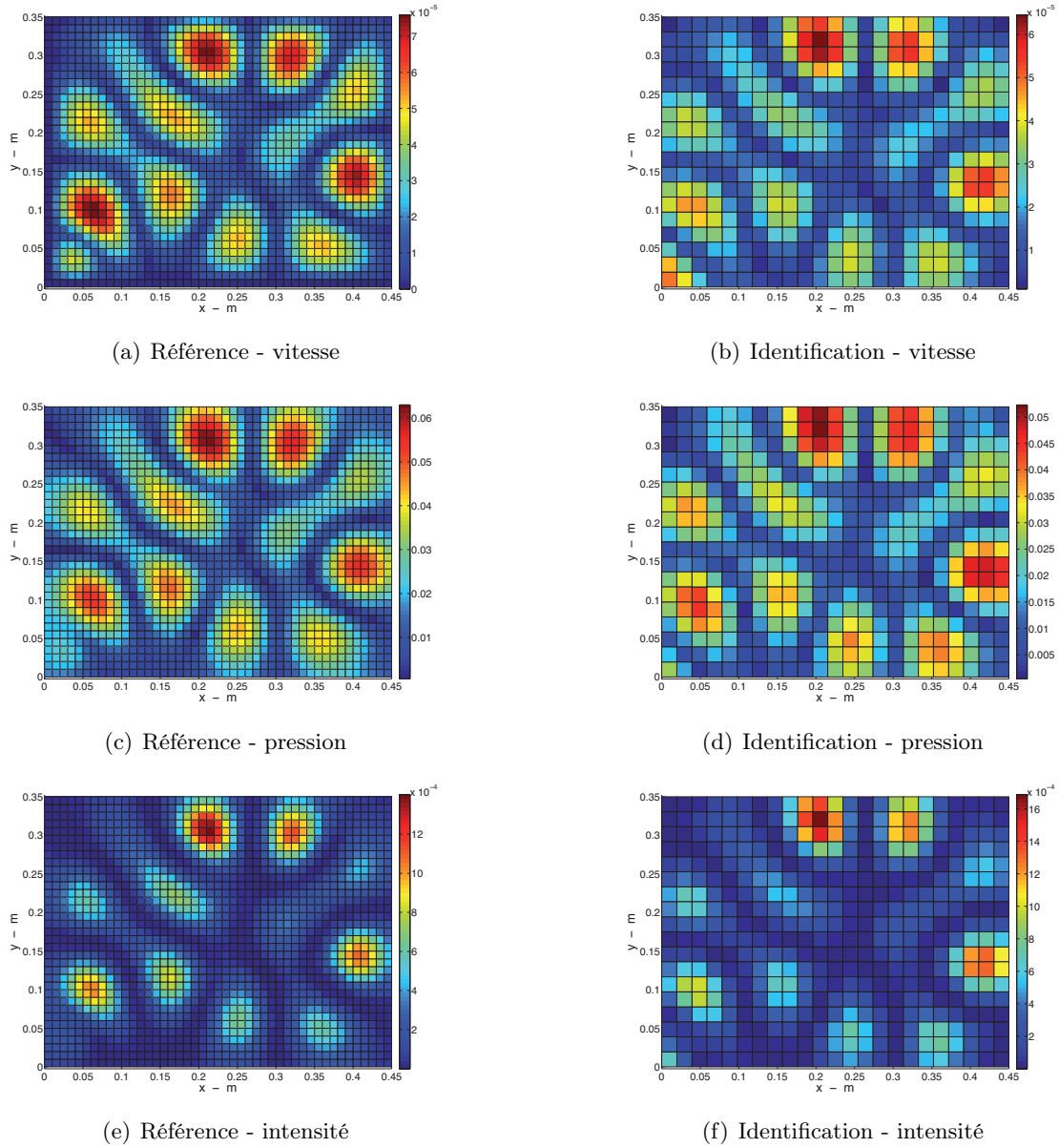


FIGURE 5 – Cartographies rétropropagées

La cartographie d'intensité donne une information importante sur la localisation et la quantification des sources acoustiques. Cette validation permet aussi de démontrer que la méthode iPTF est capable de rendre compte du déphasage entre vitesse et pression identifiées.

## 2.4 Influence des ondes évanescentes sur la qualité des résultats

Nous avons observé, dans le paragraphe 2.2, une limite en basse fréquence de l'utilisation de la méthode iPTF. Cette zone fréquentielle pour laquelle les résultats identifiés sont entachés d'erreur est liée au taux d'ondes évanescentes captées sur la surface de mesure. Dans notre calcul, la distance à la surface de la plaque est d'environ 0.045 m. Le taux d'ondes évanescentes pouvant être pris en compte à cette distance est présenté en fonction de la fréquence sur la figure (6).

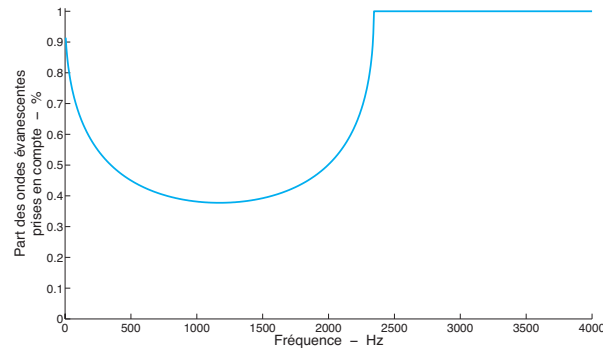


FIGURE 6 – Part des ondes évanescentes prise en compte dans le calcul

On constate, grâce à cette figure, qu'au dessus de la fréquence de coupure du rayonnement, la méthode iPTF reconstitue parfaitement la source et qu'en dessous de cette fréquence, les résultats sont entachés d'une erreur plus ou moins importante en fonction du taux d'ondes évanescentes captées sur la surface de mesure. Ainsi, plus l'objet que l'on souhaite identifier à un comportement évanescent (plaque fine par exemple) plus il faudra que la surface de mesure soit proche de l'objet.

## 3 Conclusions

Les figures (4) et (5) montrent que la méthode PTF est tout à fait apte à donner une information précise quant aux spectres de pression, vitesse et intensité normale d'une source ainsi qu'à la localisation des sources vibratoires. La limitation en haute fréquence de la méthode déjà évoquée dans de précédentes communications [1, 5] ont été rappelées pour cette étude. Par ailleurs, une limite en basse fréquence, liée au taux d'ondes évanescentes pris en compte a été relevée.

## Références

- [1] Aucejo M., Totaro N., Guyader J.-L., "Identification of source velocities on 3D structures in non-anechoic environments : Theoretical background and experimental validation of the inverse patch transfer functions method", *Journal of Sound and Vibration*, 329 (18), 3691-3708, (2010)
- [2] Langrenne C., Melon M., Garcia A., "Measurement of confined acoustic sources using near-field acoustic holography", *Journal of the Acoustical Society of America*, 126 (3), 1250-1256, (1009)
- [3] Maynard J. D., Williams E. G., Lee Y., "Nearfield Acoustical Holography : I. Theory of generalized holography and the development of NAH", *Journal of the Acoustical Society of America*, 78 (4), 1395-1413, (1985)
- [4] Pezerat C., Guyader J.-L., "Force Analysis Technique : Reconstruction of Force Distribution on Plates", *Acta Acustica*, 86, 322 - 332, (2000)
- [5] Vigoureux D., Totaro N., Guyader J.-L., "Mesure de vitesse vibratoire par la méthode iPTF : simulation et expérimentation", *20<sup>e</sup> Congrès Français d'Acoustique*, Lyon, (2010)
- [6] Wirgin A., "The inverse crime" (2004)